

Title	太陽大気中波動の観測と理論 (非線形波動現象の数理とその応用)
Author(s)	横山, 央明; 飯島, 陽久
Citation	数理解析研究所講究録 = RIMS Kokyuroku (2018), 2076: 149-157
Issue Date	2018-07
URL	http://hdl.handle.net/2433/242082
Right	
Type	Departmental Bulletin Paper
Textversion	publisher

太陽大気中波動の観測と理論

横山央明

東京大学理学系研究科

Takaaki Yokoyama

School of Science, The University of Tokyo

飯島陽久

名古屋大学宇宙地球環境研究所

Haruhisa Iijima

Institute for Space-Earth Environmental Research, Nagoya University

1 太陽概観

太陽は、表面のごく一部を除き、完全電離状態のガスすなわちプラズマからなる。組成は個数比で、90% 以上が水素、10% 程度がヘリウムでその他はごく微量である。重力をガス圧傾度力で支えているため、中心ほど圧力と密度が高い。また、星中心で核融合反応によりエネルギーを生じており、これが輝く原因となっている。可視光波長域（500 nm 程度）で不透明になる個所を「表面」としてこの大きさを太陽半径（約 7×10^5 km）とする。それより内側を「内部」、外側を「大気」と呼ぶ。温度・密度などの特徴により、内部・大気は複数の層に細分されている。内部のうち、約 0.7 太陽半径より内側は「放射層」、外側は「対流層」である。これらの呼び名は、エネルギーを外側に輸送するための、それぞれの層でのおもな物理過程に由来する。大気のほうでは、表面直上の層は「光球」（厚み 500 km）、その上は「彩層」（厚み 2000 km）である。さらにその外側は「コロナ」であり、惑星間空間へと接続している。本稿では太陽大気（光球・彩層・コロナ）に話題を特にしぼろう。

2 太陽大気中の波動・振動の観測

近年の観測技術の向上にともない、高い空間・時間分解能での太陽大気撮像が可能となり、さまざまな波動現象がくわしく調べられるようになってきた。特に、JAXA 宇宙研が NASA・ESA などと共同で打ち上げた「ひので」衛星搭載の可視光望遠鏡は、彩層でのアルベーン（Alfvén）波（後述）の撮像に初めて成功するなど大きな役割を果たしている。また他の宇宙望遠鏡（TRACE 衛星、SDO 衛星 AIA 望遠鏡など）の極端紫外線撮像により、コロナ中でもさまざまな波動現象がみつげられている。これらの画像は、各衛星ミッションのウェブサイトや YouTube など簡単にみることができる。

3 磁気流体とその波動

太陽大気のプラズマ現象は、磁気流体力学によって記述することができる。コロナを例にとってみよう。個数密度は $n \approx 10^9 \text{ cm}^{-3}$ 、温度は $T \approx 10^6 \text{ K}$ が典型的な値である。これらの値から平均自由行程が 2000 km、熱力学的緩和時間が 20 s 程度となる。いっぽうコロナ磁気ループの大きさは $L \approx 10^4 \text{ km}$ 、フレアなどの時間スケールが数 100 から数 1000 s であるので、局所熱平衡が成り立っており、1 成分系による流体的記述が十分可能である。流体力学式系に電磁力を取り込み、電磁場の時間変化を記述するマクスウェル方程式系を連立したものを解くことになる。その実際が、以下の電磁流体力学方程式系である（電磁場にはガウス単位系をもちいた）。質量保存（連続方程式）が

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0, \quad (1)$$

運動量保存（運動方程式）が

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{V}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V} \otimes \mathbf{V}) = -\nabla P + \frac{1}{c} \mathbf{J} \times \mathbf{B}, \quad (2)$$

エネルギー保存（エネルギー方程式）が

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\varepsilon_t + \frac{1}{2} \rho V^2 + \frac{1}{8\pi} B^2 \right) + \nabla \cdot \left[\left(\varepsilon_t + h + \frac{1}{2} \rho V^2 \right) \mathbf{V} + \frac{c}{4\pi} \mathbf{E} \times \mathbf{B} \right] = 0, \quad (3)$$

磁場発展（誘導方程式）が

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}), \quad (4)$$

アンペールの法則が

$$\mathbf{J} = \frac{c}{4\pi} \nabla \times \mathbf{B}, \quad (5)$$

オームの法則が

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c} \mathbf{V} \times \mathbf{B}, \quad (6)$$

とそれぞれ表される。ここで ρ 、 P 、 ε_t 、 h 、 \mathbf{V} 、 \mathbf{B} 、 \mathbf{J} 、 \mathbf{E} 、 c はそれぞれ質量密度、圧力、熱エネルギー、エンタルピー、速度、磁場、電流、電場、光速である。(磁場のない) 圧縮性流体のオイラー方程式に比すると、運動方程式にローレンツ力 $\mathbf{J} \times \mathbf{V}/c$ の項が加わり、エネルギー式に、磁場エネルギー $\mathbf{B}^2/(8\pi)$ とその輸送項 (ポインティング流束) $\nabla \cdot [c\mathbf{E} \times \mathbf{B}/(4\pi)]$ とが加わり、さらに磁場発展式を考慮するところが相違点である。

波動を考えるうえで重要な、磁気流体の特徴をふたつ説明しよう。ひとつめは「磁力線凍結」である。式 (4) を、磁場なし流体の渦度 $\boldsymbol{\omega}$ の方程式

$$\frac{\partial \boldsymbol{\omega}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V} \times \boldsymbol{\omega}) \quad (7)$$

と比較すると互いに似ている。ヘルムホルツの法則より、渦線は流れに凍結 (流れとともに運動) することが知られており、これに対応して、磁力線も流れに凍結しているのである。

もうひとつは、磁気圧・磁気張力という概念である。ローレンツ力をアンペールの式を用いて変形すると、

$$\frac{1}{c} \mathbf{J} \times \mathbf{B} = -\nabla \left(\frac{\mathbf{B}^2}{8\pi} \right) + \frac{1}{4\pi} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} \quad (8)$$

となるが、この第1項を磁気圧 $P_m \equiv \mathbf{B}^2/(8\pi)$ の傾度力、第2項を磁気張力による力と呼ぶ。後者の力は、磁力線の曲率が大いほど強くなり、あたかもゴムひものような振る舞いを示す。

磁気流体式 (1)–(4) を線形化して求められる、一様静止媒質中での波動の分散関係は

$$\frac{\omega^2}{k^2} = C_A^2 \cos^2 \theta \quad (9)$$

で、アルペーン波モードと呼ばれる。また別の解は、

$$\frac{\omega^2}{k^2} = \frac{1}{2} \left[(C_A^2 + C_S^2) \pm \sqrt{(C_A^2 + C_S^2)^2 - 4C_A^2 C_S^2 \cos^2 \theta} \right] = \begin{cases} C_f^2 (\text{正符号}) \\ C_\sigma^2 (\text{負符号}) \end{cases} \quad (10)$$

でこちらは、磁気音波のモードと呼ばれ、その位相速度を磁気音速という。正符号 (速い磁気音速 C_f) の方をファースト (速進) モード、負符号 (遅い磁気音速 C_σ) の方をスロー (遅進) モードという。ここで

$$C_S = \sqrt{\gamma \frac{P}{\rho}} \quad (11)$$

は音速で、

$$C_A = \sqrt{\frac{B^2}{4\pi\rho}} \quad (12)$$

はアルベーン速度と呼ばれる。 θ は、 \mathbf{k} と \mathbf{B} とのなす角である。これらの位相速度を図示すると図 1 のようになる。特に、磁場の存在による非等方性が顕著に現れることがわかれると思う。

特にアルベーン波は、磁気流体独特の波で

- 横波
- 磁力線に沿ってしか伝わらず、かつ位相は、磁力線ごとに別々でよい。
- 大振幅の非線形波も、解析解（ただし条件によって不安定）

などの特徴をもつ。

4 波動が駆動する太陽彩層ジェット

前節で述べた磁気流体波動は、太陽表面から外層大気に向けて、非熱的な（熱伝導や輻射でない）エネルギー輸送に重要な役割をになう。こうして運ばれたエネルギーでコロナ加熱・太陽風加速が起こっていると考えられる。ここでは、磁気流体波動の太陽大気中での応用例として、彩層ジェット現象について紹介しよう。図 2 はスピキュールと呼ばれるジェットで、太陽縁のほぼどこでもみられる針状の構造で、その長さは 5 – 15 Mm（太陽半径の 1% 程度）、幅は 1 Mm 以下である。温度 10^4 K、密度 $10^{10} - 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ で、数 10 – 100 km/s の速度で上下動を繰り返す。

スピキュールの駆動機構としてもっとも有力なのは、衝撃波・遷移層相互作用（[1]）と考えられている。第 1 節で述べたように太陽上層ではコロナと呼ばれる高温（ 10^6 K）大気が、彩層（ 10^4 K）に接している。その境界は「遷移層」とよばれる薄い層で、流体力学的な接触不連続面（密度・温度の跳び）として近似できる。大気下層から伝わってきた衝撃波がこの不連続面と相互作用する際に、不連続面下層側の高密度ガスが運動量を得て持ち上がると考えられている。磁場が十分強く、太陽面に対して垂直であると、持ち上げられたガスは磁力線に沿って運動する（第 3 節で述べた磁力線凍結の帰結）。衝撃波面の面積が水平方向 1 Mm 平方以下程度であるため、ジェットの幅がこの大きさに制限されている。

ジェットの高さは、衝撃波の強さ（マッハ数）に依存して決まるのであるが、そもそもどのような機構で衝撃波が発生するのであろうか？実はこれはまだ明らかになっていな

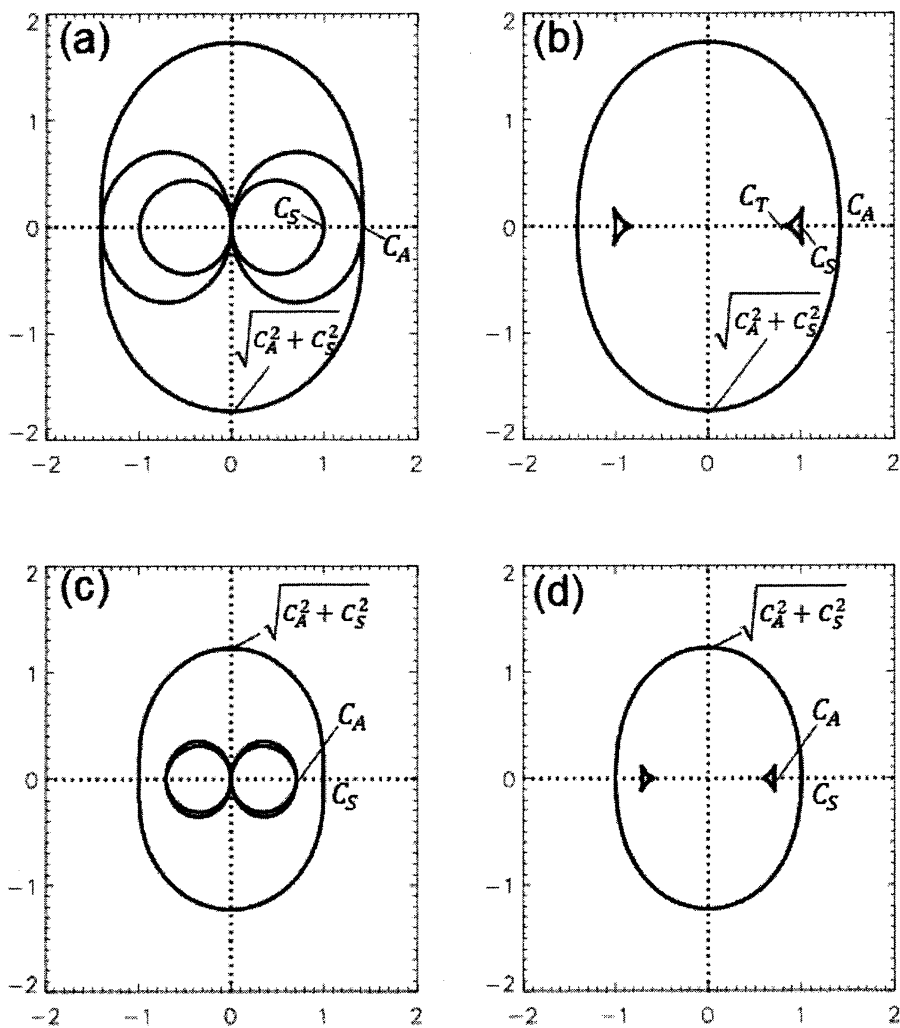


図1 (a) (c) 位相速度 ω/k を伝播方向 θ の関数として、極プロットしたもの (フリードリックス (Friedrichs) 図)。音速で規格化している。背景磁場は図の水平方向。(b)(d) 群速度分布。(a)(b) は $C_A/C_S = \sqrt{2}$ 、(c)(d) は $C_A/C_S = 1/\sqrt{2}$ 。

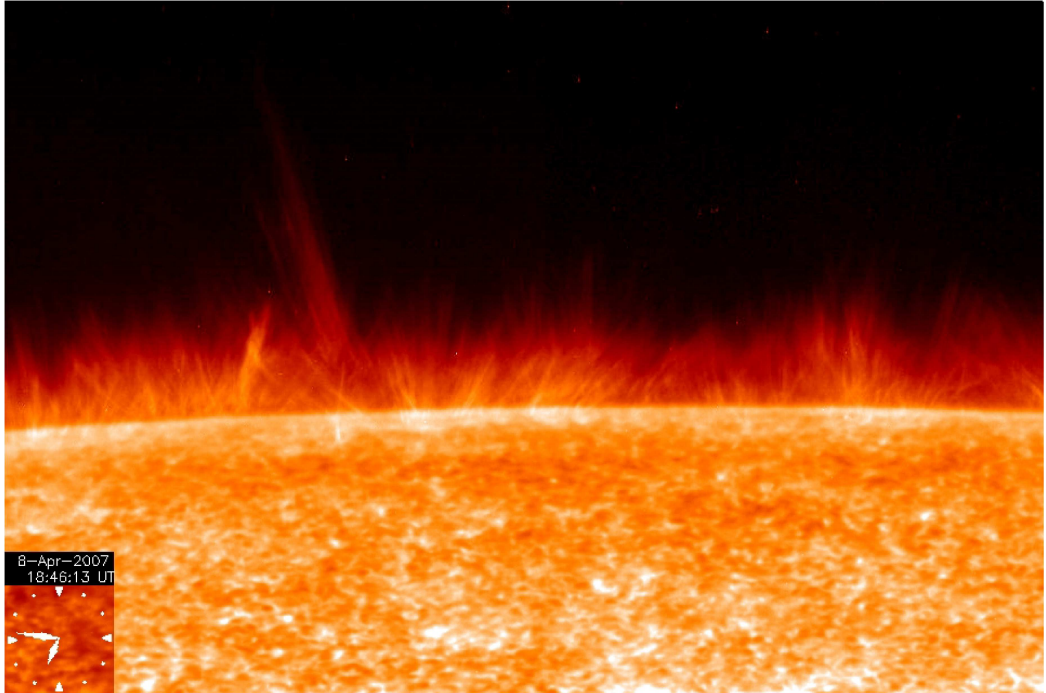


図2 ひので可視光望遠鏡が撮像した、太陽の縁。Ca K 吸収線バンドでの撮像で、温度約 1 万 K のプラズマの姿が映る。縁にみられる針状の群れがスピキュールで、動画で見ると上下動するジェット流であることがわかる。岡本文典博士（国立天文台）JAXA、NAOJ 提供。

い。有力な候補としては 3 つの説が挙げられている。ひとつめは、太陽内部での熱対流運動により、大気が叩かれることで生じた音波が、上層にむかって伝播するにつれて、非線形突っ立ち作用で衝撃波となるというものである。これは、大気重力成層で指数関数的に密度が低下する中で音波が伝わると、媒質の慣性が下がるため速度振幅が次第に増大し、やがて音速を超えて衝撃波となる、という説である。もうひとつの説は、大気中で生じる磁気エネルギーの突発的な熱化作用（磁気リコネクションとよばれる機構による。詳細は省略。）により生じた高圧源により衝撃波が直接励起されるというものである。

三つ目の説は、アルペーン波がもとになるというものである。太陽表面に対してほぼ垂直な磁力線が、内部熱対流によりゆらゆらと揺らされるとしよう。第 3 節で述べたように磁力線は張力をもち、ゴムひものような振る舞いをするため、揺れが横波（アルペーン波）として上空に伝播する。これが非線形作用により衝撃波を生じるというものである。アルペーン波は横波（非圧縮）であるため、非線形突っ立ち作用は弱い、波の位相によ

る磁場振幅強弱が磁気圧強弱（振幅の2次のオーダー量）を生み、これがもととなって衝撃波が生じる。2次オーダーの非線形作用なので、もととなるアルペーン波が十分大振幅である必要がある。

これまでのところ決定的な観測はなく、いずれの説も理論的な詳細が詰められている段階である。実際のところ、彩層は、重力成層により位相速度が空間依存し、波動モード間相互作用が複雑に生じるほか、中途半端な透明度の中での放射冷却・非平衡電離など熱力学的な作用も力学に影響していて、理論的にも複雑で、観測的検証もなかなかままならない。いっぽうでこのような状況は、天体物理学的にはさまざまな応用があるため、その物理過程の普遍性は高く興味深い重要課題である。

われわれは、この課題に輻射輸送効果を取り入れた磁気流体の数値シミュレーションで取り組んだ（[2], [3]）。この目的のために新規に計算コード（RAMENSコード）を自主開発した。磁気流体方程式系と同時に輻射輸送方程式を解き、局所電離平衡な状態方程式を使い、太陽表面での熱対流を物理的整合的に再現した。また彩層では現実的な不透明度効果を取り入れた放射冷却をもちい、非等方非線形熱伝導効果を取りいれてコロナからの熱伝達を再現した。

3次元のシミュレーション結果を図3で示す（[3]）。この計算によって、背の高い（10Mm程度）スピキュール（彩層ジェット）を、われわれは世界で初めて再現することに成功した。先行研究ではこの半分程度の高さしか実現できていなかったものである。この背の高いジェットの生成機構を調べてみると、非線形アルペーン波が重要な役割を果たしていることがわかってきた。図3は、このジェットに沿った磁力線と流線とを描いたものである。磁力線が強く振じられているだけでなく、彩層付近でお辞儀するように曲がっているのがわかる。また流線は、強く渦巻き状の構造をしている。詳しく調べてみると、これらの磁力線の太陽表面での足元で、熱対流運動が渦を巻いており、（磁力線凍結で）磁力線が振じられる。これがアルペーン波として上方に伝わる際に、磁気圧傾度力で周囲のプラズマを持ち上げるが、磁力線はその重みに耐えられずお辞儀してしまう。下層からは、振じれが引き続き注入され、お辞儀した構造下部にこの振じれが溜まり続けるが、やがて限界をこえて起き上がる。その際に、蓄積されたガスや磁力線のエネルギーで強い衝撃波が励起される。最終的にはこの衝撃波が遷移層（接触不連続面）をたたき上げることで背の高いジェットが加速される。この物理過程により生じたジェットは、速度や加速度などが観測と整合的であることがわかった。現在われわれは、このジェット足元での振じり運動が実際におこる様子を太陽でとらえようと、高空間時間分解望遠鏡を用いた観測を計画している。

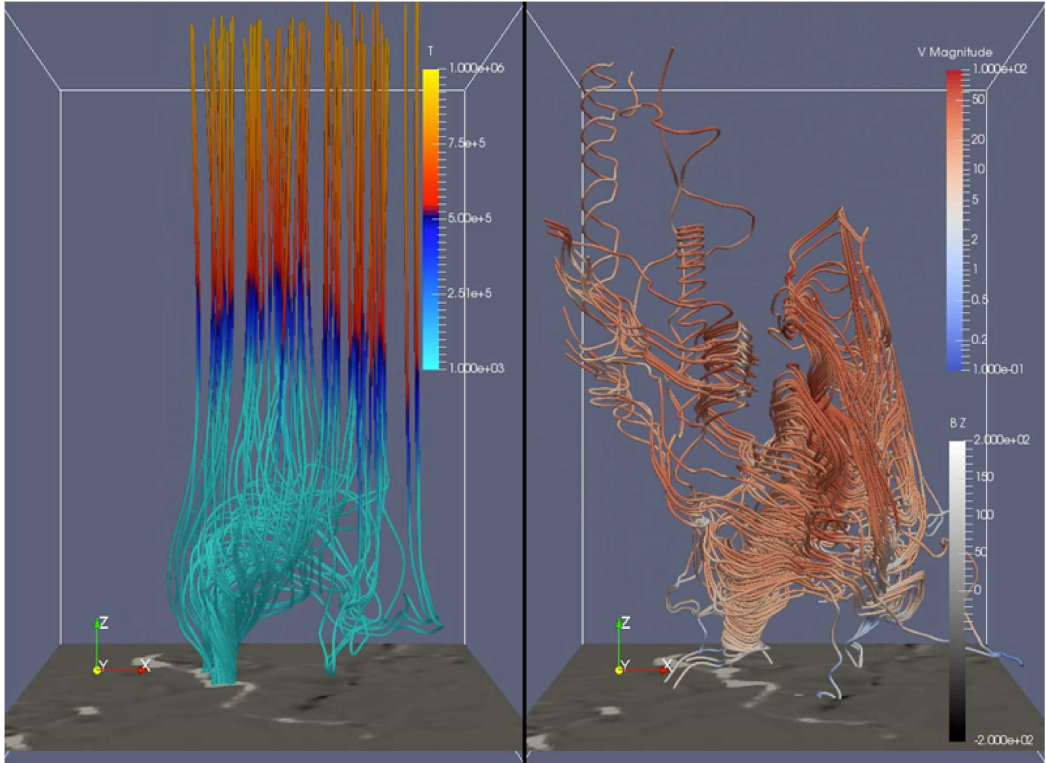


図3 スピキュールの3次元磁気流体シミュレーション ([3])。左パネルは磁力線で、各位置での温度で色づけし、右パネルは流線で、速さで色づけしてある。各パネル下面は、太陽表面での垂直成分磁場 B_z 。示した範囲は水平方向が5Mm、垂直方向が8Mm程度。

5 結び

太陽大気中では、さまざまな波動・振動現象がみられる。それらはすべて、プラズマ中の磁気流体波動として解釈ができる。特に、磁場の存在による非等方性が顕著に現れる。これらの磁気流体波動は、太陽表面から外層大気に向けて、非熱的な（熱伝導や輻射でない）エネルギー輸送に重要な役割をになう。波動の非線形現象のひとつの表れが、彩層ジェット（スピキュールなど）である。本稿では、その駆動機構のひとつとして、磁力線の振じれが伝わる非線形アルペーン波による我々のモデルを紹介した。

参考文献

- [1] J. V. Hollweg. On the origin of solar spicules. *The Astrophysical Journal*, Vol. 257, pp. 345–353, June 1982.
- [2] H. Iijima and T. Yokoyama. Effect of Coronal Temperature on the Scale of Solar Chromospheric Jets. *The Astrophysical Journal*, Vol. 812, p. L30, October 2015.
- [3] H. Iijima and T. Yokoyama. A Three-dimensional Magnetohydrodynamic Simulation of the Formation of Solar Chromospheric Jets with Twisted Magnetic Field Lines. *The Astrophysical Journal*, Vol. 848, p. 38, October 2017.